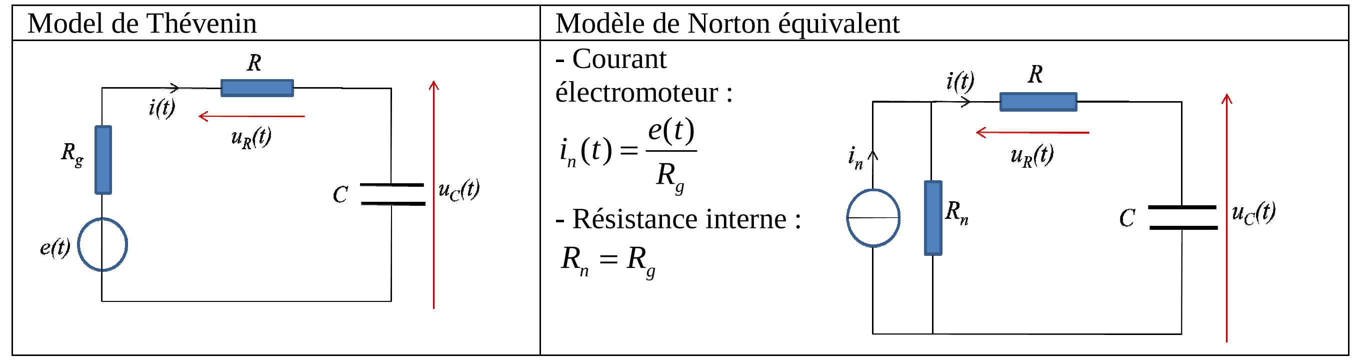
Premier problème
Etude de quelques circuits de l'électronique analogique

1ière partie
Etude de filtres passifs

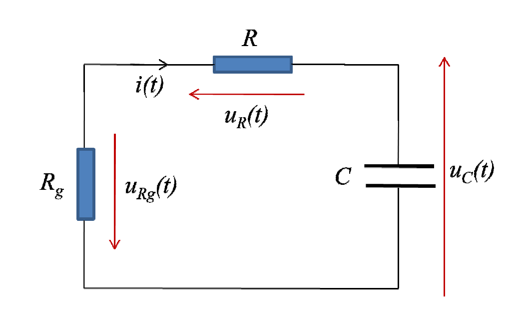
1.1. Modélisation linéaire d'un circuit

1.1.1.

Model de Thévenin	Modèle de Norton équivalent
	- Courant électromoteur : $i_n(t)=\dfrac{e(t)}{R_g}$ - Résistance interne : $R_n=R_g$

1.1.2. Le condensateur c'est chargé par la *f.e.m* E. A $t=0^-$ le circuit est en équilibre électrostatique. Ainsi : $i(0^-)=0$, $u_R(0^-)=Ri(0^-)=0$ et $u_c=E$.

1.1.3. Pour $t>0$, on a : $u_c(t)+u_R(t)+u_{Rg}(t)=u_c(t)+\left(R+R_g\right)i(t)=0$



et $i(t)=C\dfrac{du_C(t)}{dt}$.

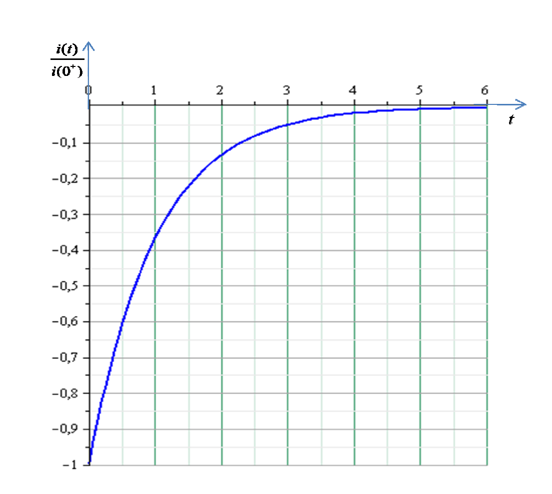
D'où : $\dfrac{1}{\left(R+R_g\right)}\dfrac{du_c(t)}{dt}+\dfrac{di(t)}{dt}=0$. Soit : $\dfrac{di(t)}{dt}+\dfrac{i(t)}{\tau}=0$ (1).

Avec : $\tau=\left(R+R_g\right)C$.

1.1.4. $u_C(O^+)=u_C(O^-)=E=-\left(R+R_g\right)i(O^+)$ .D'où :

$i(O^+)=-\dfrac{E}{\left(R+R_g\right)}$.

1.1.5. (1) s'intègre : $i(t)=i(0^+)e^{-t/\tau}$. Soit : $i(t)=-\dfrac{E}{\left(R+R_g\right)}e^{-t/\tau}$



1.1.6.

1.1.6.1. L'impédance complexe du circuit est $\underline{Z}(j\omega)=\left(R+R_g\right)+\dfrac{1}{jC\omega}$

de module $Z(\omega)=\left|\underline{Z}(j\omega)\right|=\sqrt{\left(R+R_g\right)^2+\dfrac{1}{C^2\omega^2}}$ minimal pour $\omega\to\infty$. L'impédance de charge minimale du générateur est : $Z_m=R+R_g$. Le générateur peut être considéré comme idéal si $Z_m\simeq R$.

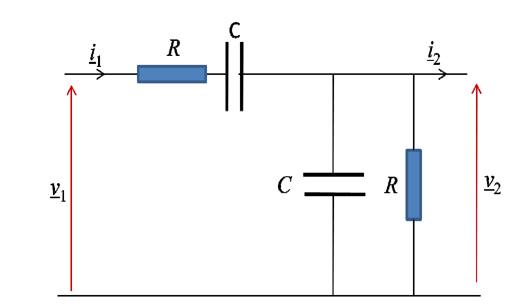
Soit : $R_g\ll R$.

1.1.6.2. $\underline{H}(j\omega)=\dfrac{\underline{Z}_C}{R+\underline{Z}_C}=\dfrac{1}{1+jRC\omega}$. $|\underline{H}|(\omega)_{\omega\to\infty}0$ et $|\underline{H}|(0)=1$: Le filtre est un passe-bas. Le gain décibel du filtre est $G_{dB}(\omega)=20\log\left(|\underline{H}|(\omega)\right)=-10\log\left(1+(RC)^2\omega^2\right)$. A la pulsation de coupure à -3dB

$$G_{dB}(\omega_c)=-10\log\left(1+(RC)^2\omega_c^2\right)=-3dB\Rightarrow\frac{1}{1+(RC)^2\omega_c^2}=\frac{1}{2}$$. Soit : $\omega_c=\dfrac{1}{RC}$

1.1.6.3. Le filtre est à caractère intégrateur dans le domaine de fréquence $f\gg\dfrac{\omega_c}{2\pi}$ où $\underline{H}(j\omega)\approx\dfrac{\omega_c}{j\omega}$.

1.2. Etude d'un filtre du second ordre : filtre de Wien



1.2.1. $$\underline{H}(j\omega)=\frac{\underline{Z}_1}{\underline{Z}_1+\underline{Z}_2}=\frac{1}{1+\frac{\underline{Z}_2}{\underline{Z}_1}}=\frac{1}{1+\left(R+\frac{1}{jC\omega}\right)\left(\frac{1}{R}+jC\omega\right)}$$

$$=\frac{1}{3+j\left(RC\omega-\frac{1}{RC\omega}\right)}$$

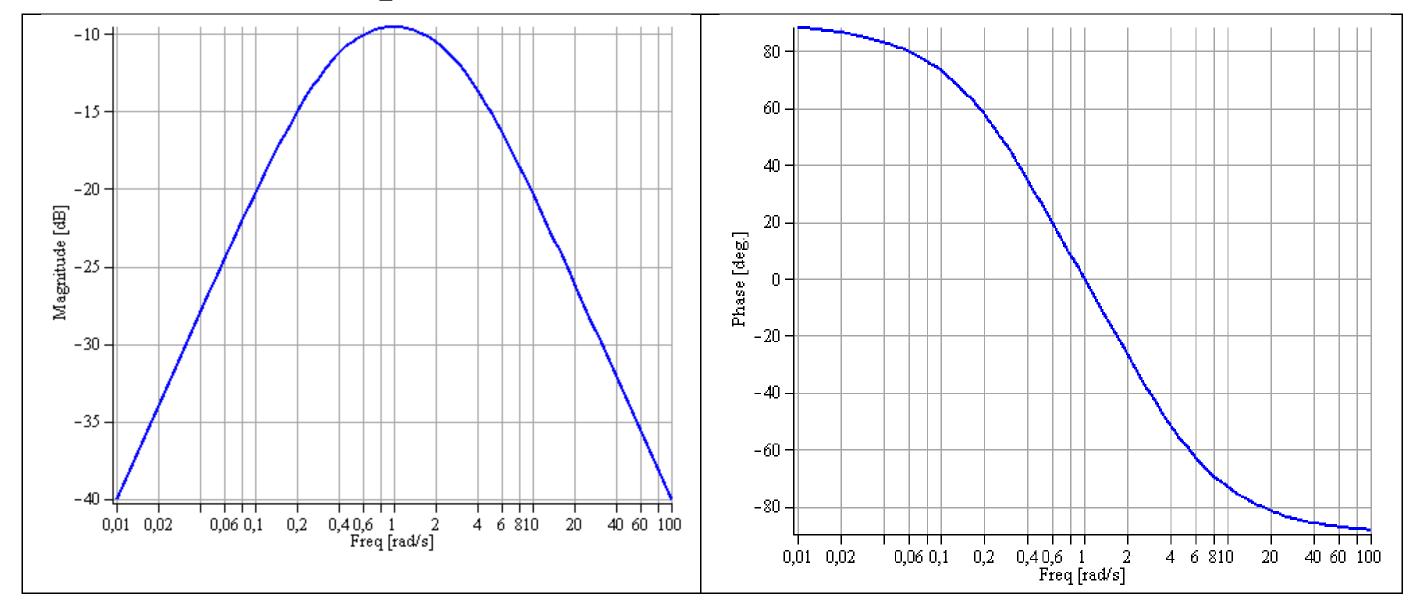
Soit : $$\underline{H}(j\omega)=\frac{1}{3\left[1+\frac{j}{3}\left(RC\omega-\frac{1}{RC\omega}\right)\right]}=\frac{H_{\max}}{1+jQ\left(\frac{\omega}{\omega_0}-\frac{\omega_0}{\omega}\right)}$$

Amplification maximale : $H_{\max}=1/3$. Pulsation propre $\omega_0=1/(RC)$ et facteur de qualité : $Q=1/3$.

1.2.2. $G_{dB}(\omega)=G_{dB\max}-10\log\left[1+Q^2\left(x-\dfrac{1}{x}\right)^2\right]$. Avec : $x=\dfrac{\omega}{\omega_0}$.

- $G_{dB}(1)=G_{dB\max}\#-9,54$ et $\varphi(0)=0$. Pour $x\ll Q$: $G_{dB}(x)\sim 20\log x$ et $\varphi\sim-\dfrac{\pi}{2}$; et pour $x\gg\dfrac{1}{Q}$:

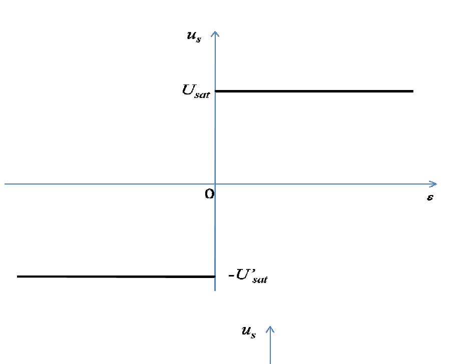
$G_{dB}(x)=-20\log x$ et $\varphi\sim\dfrac{\pi}{2}$.



C'est un filtre passe-bande.

1.2.3. En régime sinusoïdal $\dfrac{\underline{v}_2}{\underline{v}_1}=\dfrac{jRC\omega}{1+3jRC\omega+\left(jRC\omega\right)^2}\Rightarrow\underline{v}_2+3\dfrac{j\omega\underline{v}_2}{\omega_0}+\dfrac{(j\omega)^2\underline{v}_2}{\omega_0^2}=\dfrac{j\omega\underline{v}_1}{\omega_0}$. En régime variable quelconque, v_2 et v_1 vérifient l'équation : $\dfrac{d^2v_2}{dt^2}+3\omega_0\dfrac{dv_2}{dt}+\omega_0^2v_2=\omega_0\dfrac{dv_1}{dt}$ $\left(a=3\text{ et }\omega_0=1/RC\right)$.

2ième partie
Etude d'un montage à base d'amplificateur opérationnel



2.1. Modèle d'amplificateur opérationnel idéal

2.1.1. Caractéristique statique d'un ampli op idéal :

2.1.2. – Domaine de saturation : $\varepsilon \neq 0$

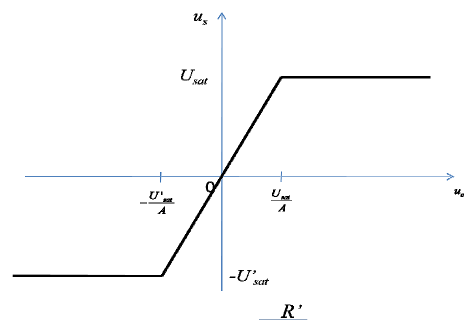
– Domaine linéaire : $\varepsilon = 0$

2.1.3. Résistance d'entrée infinie.

2.1.4. $u_s = \dfrac{R_1 + R_2}{R_1} u_e = A u_e, A = 1 + \dfrac{R_2}{R_1}$

2.1.5. Il n'y a pas de saturation tant que : $-\dfrac{U'_{sat}}{A} < u_e < \dfrac{U_{sat}}{A}$

2.1.6. (courbe si contre)



2.2. Limites au fonctionnement de l'ampli op idéal

2.2.1. On peut, par exemple, à l'aide d'un montage amplificateur inverseur, mesurer les tensions d'écrêtage positive et négative du signal de sortie *s* pour un signal d'entrée *e* sinusoïdal.

2.2.2. On aura saturation en courant si $R_u < \dfrac{U_0}{i_{s,\max}}$. On choisi donc

$$R_u > \frac{U_0}{i_{s,\max}} = 50\Omega$$

2.2.3. Pour rester dans le domaine linéaire on doit avoir $\left|\dfrac{du_s}{dt}\right|_{\max} = \omega U_0 < \sigma$. Soit :

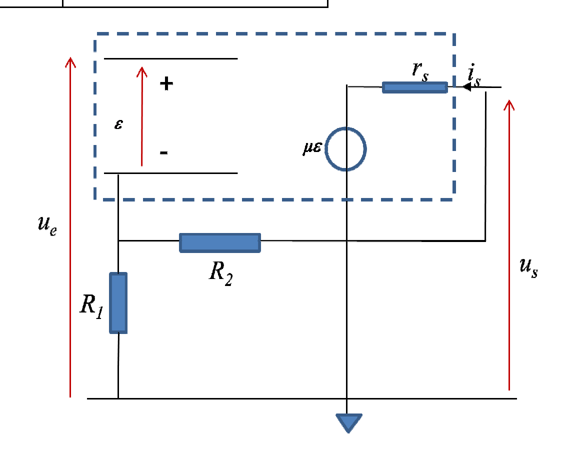
$$\omega < \omega_1 = \frac{U_0}{\sigma} = 10^6 rad.s^{-1}.$$

Le signal de sortie se ''triangularise''. Pour un signal d'entrée rectangulaire de pulsation $\omega > \omega_1$, σ est la pente de montée du signal de sortie.

2.3. Influence de quelques défauts de l'amplificateur opérationnel réel

2.3.1.

	r_d (MΩ)	r_s (Ω)	μ
LM 741	210^6	75	210^4 à 10^5
TL 081	10^{12}	50	210^5



2.3.2. $R_s = \left.\dfrac{u_s}{i_s}\right|_{u_e=0}$. Or : $i_s = \dfrac{u_s}{R_1 + R_2} + \dfrac{u_s - \mu\varepsilon}{r_s}$

et $u_s = \dfrac{R_1 + R_2}{R_1} v^- = -\dfrac{R_1 + R_2}{R_1}\varepsilon$.

D'où : $i_s = \dfrac{u_s}{R_1 + R_2} + \left(1 + \mu\dfrac{R_1}{R_1 + R_2}\right)\dfrac{u_s}{r_s}$

$$= \left[r_s + (1+\mu)R_1 + R_2\right]\frac{u_s}{(R_1 + R_2)r_s}$$

Soit : $R_s = \dfrac{(R_1 + R_2)r_s}{\left[r_s + (1+\mu)R_1 + R_2\right]}$

2.3.3.

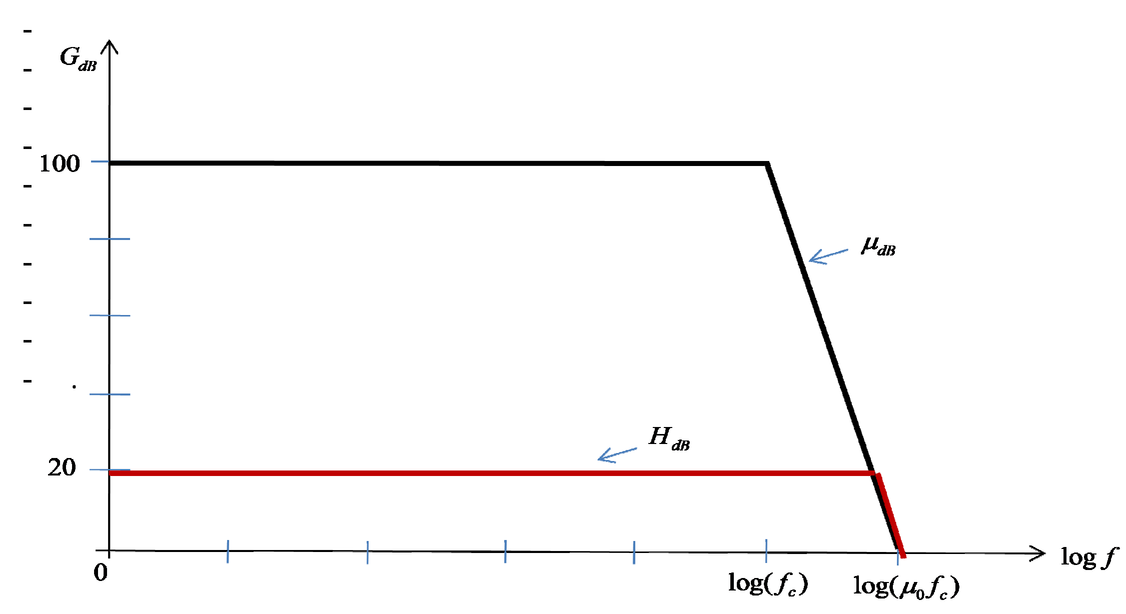
2.3.3.1. Model à bande passante limitée.

2.3.3.2. $\underline{u}_e = \frac{R_1}{R_1+R_2}\underline{u}_s + \underline{\varepsilon} = \left(\frac{R_1}{R_1+R_2} + \frac{1}{\underline{\mu}}\right)\underline{u}_s \Rightarrow \underline{H}(f) = \frac{\underline{u}_s}{\underline{u}_e} = \frac{1}{\frac{1}{A} + \frac{1}{\mu_0}\left(1 + j\frac{f}{f_c}\right)} = \frac{H_0}{1 + j\frac{f}{f_0}}$

Avec : $A = \frac{R_1+R_2}{R_1}$, $H_0 = \frac{\mu_0 A}{\mu_0 + A}$ et $f_0 = \frac{\mu_0 f_c}{H_0} = \mu_0 f_c\left(\frac{1}{A} + \frac{1}{\mu_0}\right)$.

2.3.3.3. $A = 11 \ll \mu_0$, $H_0 \approx A = 11$ et $f_0 = \frac{\mu_0}{H_0} f_c \approx 0{,}1MHz$. ($H_0 f_0 = \mu_0 f_c$: conservation du produit gain-bande passante).

- Pour $f \ll f_0$ $H_{dB} \approx 20\log H_0 \simeq 20$.
- Pour $f \gg f_0$ $H_{dB} \approx 20\log H_0 - 20\log\left(\frac{f}{f_0}\right) = 20\log(H_0 f_0) - 20\log(f)$.
- Pour $f \ll f_c$ $\mu_{dB} \approx 20\log \mu_0 \simeq 100$
- Pour $f \gg f_c$ $\mu_{dB} \approx 20\log \mu_0 - 20\log\left(\frac{f}{f_c}\right) = 20\log(H_0 f_0) - 20\log(f)$



Dans le domaine linéaire, on observe des limitations en fréquence dues au comportement passe-bas de l'amplificateur opérationnel (chute de tension et déphasage ,par rapport à l'entrée, en hautes fréquences).

3ième partie
Etude d'un montage oscillateur

3.1. L'équation (1) suppose $i_2=0$. C'est le cas car L'AO est supposé idéal ($i^+=0$). On peut donc utiliser (1) en remplaçant v_1 par u_s et v_2 par u_e. On obtient : $\frac{d^2u_e}{dt^2} + 3\omega_0\frac{du_e}{dt} + \omega_0^2 u_e = \omega_0\frac{du_s}{dt}$.

3.2.On a $u_s = Au_e$, donc : $\frac{d^2u_s}{dt^2} + 3\omega_0\frac{du_s}{dt} + \omega_0^2 u_s = \omega_0 A\frac{du_s}{dt}$. Soit : $\frac{d^2u_s}{dt^2} + 2m\omega_0\frac{du_s}{dt} + \omega_0^2 u_s = 0$ **(2)**. $m = \frac{3-A}{2}$.

Cette relation suppose $i^-=0$.

3.3. la solution de (2) est sinusoïdale (oscillateur sinusoïdal) ou exponentielle (entre les deux états U_{sat} et $-U_{sat}$').

3.4. Pour $A=3=A_0, m=0$. (2) devient $\frac{d^2u_s}{dt^2}+\omega_0^2u_s=0$ de solution sinusoïdale $u_s(t)=U_m\cos\left(\omega_0 t+\varphi\right)$ de fréquence $f=\frac{\omega_0}{2\pi}=\frac{1}{2\pi RC}$.

3.5. Pour entretenir les oscillations, il faut prendre $A>A_0$.

3.6. L'amplitude des oscillation est fixée par les tensions de saturation.

Deuxième problème

Polarisation de la lumière

1ière partie

Etats de polarisation d'une onde électromagnétique

1.1. Généralités sur la polarisation des ondes lumineuses

1.1.1. La direction et la norme du champ électrique varient rapidement et aléatoirement un très grand nombre de fois pendant la durée de réponse des récepteurs optiques (Durée des trains d'ordre $10^{-9}s$, temps de réponse d'ordre $0{,}1$ à $10^{-6}s$). La lumière naturelle n'est pas polarisée.

1.1.2. Il existe des sources laser (He-Ne) polarisées rectilignement.

1.1.3. Directivité du rayonnement des antennes, biréfringence des cristaux anisotropes (dédoublement du faisceau traversant un spath d'Island), pouvoir rotatoire des substances chirales, dichroïsme des polaroïds….

1.2. Etats de polarisation des ondes électromagnétiques

1.2.1. On a $E_x=E_{0x}\cos\alpha$ et $E_y=E_{0y}\cos(\alpha+\varphi)=E_{0y}\cos\alpha\cos\varphi-E_{0y}\sin\alpha\sin\varphi$. $\alpha=\omega t-kz$.

D'où : $\frac{E_x^2}{E_{0x}^2}\sin^2\varphi+\left(\frac{E_y}{E_{0y}}-\frac{E_x}{E_{0x}}\cos\varphi\right)^2=\sin^2\varphi\Rightarrow\frac{E_x^2}{E_{0x}^2}+\frac{E_y^2}{E_{0y}^2}-2\frac{E_x}{E_{0x}}\frac{E_y}{E_{0y}}\cos\varphi=\sin^2\varphi$.

Dans le cas général, l'onde est polarisée elliptiquement.

1.2.2. L'onde polarisée circulairement si $E_{0x}=E_{0y}$ et $\cos\varphi=\pm1$ $(\varphi=\pm\pi/2)$.

$\vec{k}\bullet\left(\vec{E}\times\frac{d\vec{E}}{dt}\right)=-\omega E_{0x}E_{0y}\vec{k}\begin{vmatrix}\cos\alpha\\ \cos(\alpha+\varphi)\\ 0\end{vmatrix}\bullet\begin{vmatrix}\sin\alpha\\ \sin(\alpha+\varphi)\\ 0\end{vmatrix}=-\omega E_{0x}E_{0y}k\sin\varphi$. Pour $\varphi=\frac{\pi}{2},\vec{k}\bullet\left(\vec{E}\times\frac{d\vec{E}}{dt}\right)<0$: l'onde est circulaire droite. Pour $\varphi=-\frac{\pi}{2},\vec{k}\bullet\left(\vec{E}\times\frac{d\vec{E}}{dt}\right)>0$: l'onde est circulaire gauche.

1.2.3. L'onde est polarisée rectilignement si :
i) $E_{0x}=0$:onde polarisée suivant $\vec{u}_y$ ii) $E_{0y}=0$:polarisation suivant $\vec{u}_x$. iii) $\varphi=0$ ou π.

1.2.4.1. après le polariseur $\vec{E}_p=E_{px}\vec{u}_x$.

1.2.4.2. Après l'analyseur $\vec{E}_A=E_{px}\cos(\theta)\vec{u}_A$.

1.2.4.3. $\Phi_p=K\left\langle E_p^2\right\rangle$. $\Phi_A=K\left\langle E_A^2\right\rangle=K\left\langle E_P^2\right\rangle\cos^2(\theta)$. Soit : $\Phi_A=\Phi_P\cos^2(\theta)$: Loi de Malus.

2ième Partie
Interférences en lumière polarisée

2.1. Action d'une lame à retard sur une lumière polarisée

2.1.1. D'après l'équation de Maxwell-Faraday La composante tangentielle du champ électrique est continue au passage. L'onde incidente est plane. Le champ électrique est dans le plan normal à la direction de propagation. En incidence normale, $\vec{E}$ est donc parallèle à l'interface air-lame et sera donc continu au passage.

2.1.1.1. Pour $0 < z < e$, $\vec{E}(M,t) = E_0 \cos\left(\omega t - k(OM)\right)\vec{u}_x = E_0 \cos(\omega t - kn_x z)\vec{u}_x$

2.1.1.2. Pour $z > e$, $\vec{E}(M,t) = E_0 \cos\left(\omega t - k(OM)\right)\vec{u}_x = E_0 \cos\left(\omega t - kn_x e - k(z-e)\right)\vec{u}_x$

2.1.2. Pour $0 < z < e$, $\vec{E}(z,t) = E_0 \cos(\omega t - n_y kz)\vec{u}_y$. Pour $z > e$, $\vec{E}(z,t) = E_0 \cos(\omega t - kn_y e - k(z-e))\vec{u}_y$

2.1.3. Onde polarisée dans le plan xOy

2.1.3.1. $\vec{E}(z,t) = E_0 \cos(\alpha)\cos\left(\omega t - kn_x e - k(z-e)\right)\vec{u}_x + E_0 \sin(\alpha)\cos\left(\omega t - kn_y e - k(z-e)\right)\vec{u}_y$

2.1.3.2. $\varphi = \varphi_{E_x}(t,z) - \varphi_{E_y}(t,z) = \left(\omega t - kn_x e - k(z-e)\right) - \left(\omega t - kn_y e - k(z-e)\right) = k\left(n_y - n_x\right)e$.

Soit : $\varphi = \dfrac{2\pi\left(n_y - n_x\right)e}{\lambda}$.

2.2. Lame à retard entre deux polariseurs

2.2.1. $\vec{E}_A = \left(\vec{E}\bullet\vec{u}_A\right)\vec{u}_A$.

Soit : $\vec{E}_A = E_0\left(\cos(\alpha)\cos(\beta)\cos(\omega t) + \sin(\alpha)\sin(\beta)\cos(\omega t - \varphi)\right)\left(\cos(\beta)\vec{u}_x + \sin(\beta)\vec{u}_y\right)$

2.2.2. $I = K'\underline{\vec{E}}_A \bullet \underline{\vec{E}}_A^*$. $\underline{\vec{E}}_A = E_0 e^{j(\omega t - j\varphi/2)}\left(\cos(\alpha)\cos(\beta)e^{j\varphi/2} + \sin(\alpha)\sin(\beta)e^{-j\varphi/2}\right)\vec{u}_A$. Donc :

$$I = K'\underline{\vec{E}}_A \bullet \underline{\vec{E}}_A^* = E_0^2\left(\cos^2(\alpha)\cos^2(\beta) + \sin^2(\alpha)\sin^2(\beta) + 2\cos(\alpha)\cos(\beta)\sin(\alpha)\sin(\beta)\cos(\varphi)\right)$$

$$= K'E_0^2\left(\cos^2(\alpha)\cos^2(\beta) + \sin^2(\alpha)\sin^2(\beta) + 2\cos(\alpha)\cos(\beta)\sin(\alpha)\sin(\beta)\left(2\cos^2(\varphi/2) - 1\right)\right)$$

$$= K'E_0^2\left(\left(\cos(\alpha)\cos(\beta) - \sin(\alpha)\sin(\beta)\right)^2 + 4\cos(\alpha)\cos(\beta)\sin(\alpha)\sin(\beta)\cos^2(\varphi/2)\right)$$

$$= K'E_0^2\left(\left(\cos(\alpha+\beta)\right)^2 + \sin(2\alpha)\sin(2\beta)\cos^2(\varphi/2)\right)$$

Soit : $I = I_0\left(\cos^2(\alpha+\beta) + \sin(2\alpha)\sin(2\beta)\cos^2\left(\dfrac{\varphi}{2}\right)\right)$ (4) ; où $I_0 = K'E_0^2$ est l'intensité transmise par le polariseur.

2.2.3. D'après (4) , $I_{\alpha=0} = I_0\cos^2(\beta)$: l'onde transmise par la lame est $\vec{E}(\alpha=0) = E_0\cos(\omega t)\vec{u}_x$ forme un angle β avec l'axe passant de l'analyseur, d'où d'après la loi de Malus : $I_{\alpha=0} = I_0\cos^2(\beta)$.

$I_{\alpha=\pi/2} = I_0\sin^2(\beta)$: l'onde transmise par la lame est $\vec{E}_{\alpha=\pi/2} = E_0\cos(\omega t)\vec{u}_y$ forme avec l'axe passant de l'analyseur un angle $(\vec{u}_A, \vec{E}) = \dfrac{\pi}{2} - \beta$ d'où d'après la loi de Malus : $I_{\alpha=\pi/2} = I_0\sin^2(\beta)$.

Remarque : On peut, en tournant la lame entre deux polariseurs croisés, déterminer les directions de ses axes neutres pour les quels l'intensité transmise est nulle (extinction).

2.2.4. $\alpha = \dfrac{\pi}{4}$. $I = I_0\left(\cos^2\left(\dfrac{\pi}{4} + \beta\right) + \sin(2\beta)\cos^2\left(\dfrac{\varphi}{2}\right)\right) = \dfrac{I_0}{2}\left(\left(\cos\beta - \sin\beta\right)^2 + 2\sin(2\beta)\cos^2\left(\dfrac{\varphi}{2}\right)\right)$

$= \dfrac{I_0}{2}\left(1 - \sin(2\beta) + 2\sin(2\beta)\cos^2\left(\dfrac{\varphi}{2}\right)\right)$. Soit : $I_{\alpha=\pi/4} = \dfrac{I_0}{2}\left(1 + \sin(2\beta)\cos(\varphi)\right)$.

2.2.5. On observe sur l'écran un blanc d'ordre supérieur.

2.2.6. *Spectre cannelé*

2.2.6.1. $I_{\alpha=\beta=\pi/4}(\lambda)=\frac{I_0}{2}\left(1+\cos(\varphi(\lambda))\right)$. Pour les radiations du spectre visible de longueur d'onde λ_m, telle que $\varphi_m=\varphi(\lambda_m)=(2m+1)\pi$, avec m entier, l'intensité transmise par l'analyseur est nulle. Ces radiations seront alors absentes dans le spectre de la lumière transmise.

2.2.6.2. ***Application numérique*** : $\varphi(\lambda_m)=\frac{2\pi e\Delta n}{\lambda_m}=(2m+1)\pi\Rightarrow\lambda_m=\frac{2e\Delta n}{(2m+1)}=\frac{5}{(2m+1)}(\mu m)$

$\lambda_m\,(\mu m)$	0,45	0,56	0,71

2.3. Dispositif à deux lames

2.3.1. Après la première lame : $\vec{E}_{L_1}=\frac{\sqrt{2}E_0}{2}\left[\cos(\omega t)\vec{u}_x+\cos(\omega t-\varphi)\vec{u}_y\right]$.

Après P_1 : $\vec{E}_{P_1}=\left(\vec{E}_{L_1}\bullet\vec{u}\right)\vec{u}=\frac{E_0}{2}\left[\cos(\omega t)+\cos(\omega t-\varphi)\right]\frac{\sqrt{2}}{2}\left(\vec{u}_x+\vec{u}_y\right)$.

2.3.2. Après la deuxième lame :

$$\vec{E}_{L_2}=\frac{\sqrt{2}E_0}{4}\left[\left(\cos(\omega t)+\cos(\omega t-\varphi)\right)\vec{u}_x+\left(\cos(\omega t-2\varphi)+\cos(\omega t-3\varphi)\right)\vec{u}_y\right].$$

Après P_2 : $\vec{E}_{P_2}=\frac{E_0}{4}\left[\cos(\omega t)+\cos(\omega t-\varphi)+\cos(\omega t-2\varphi)+\cos(\omega t-3\varphi)\right]\frac{\sqrt{2}}{2}\left(\vec{u}_x+\vec{u}_y\right)$.

E n notation complexe :

$$\underline{\vec{E}}_{P_2}=\frac{E_0}{4}e^{j\omega t}\left[1+e^{-j\varphi}+e^{-2j\varphi}+e^{-3j\varphi}\right]\frac{\sqrt{2}}{2}\left(\vec{u}_x+\vec{u}_y\right)=\frac{E_0}{4}\frac{\left(1-e^{-4j\varphi}\right)}{\left(1-e^{-j\varphi}\right)}\times\frac{\sqrt{2}}{2}\left(\vec{u}_x+\vec{u}_y\right)e^{j\omega t}$$

Soit : $\underline{\vec{E}}_{P_2}=\frac{E_0}{4}\times\frac{\sin(2\varphi)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}\times\frac{\sqrt{2}}{2}\left(\vec{u}_x+\vec{u}_y\right)e^{j(\omega t-3\varphi/2)}$

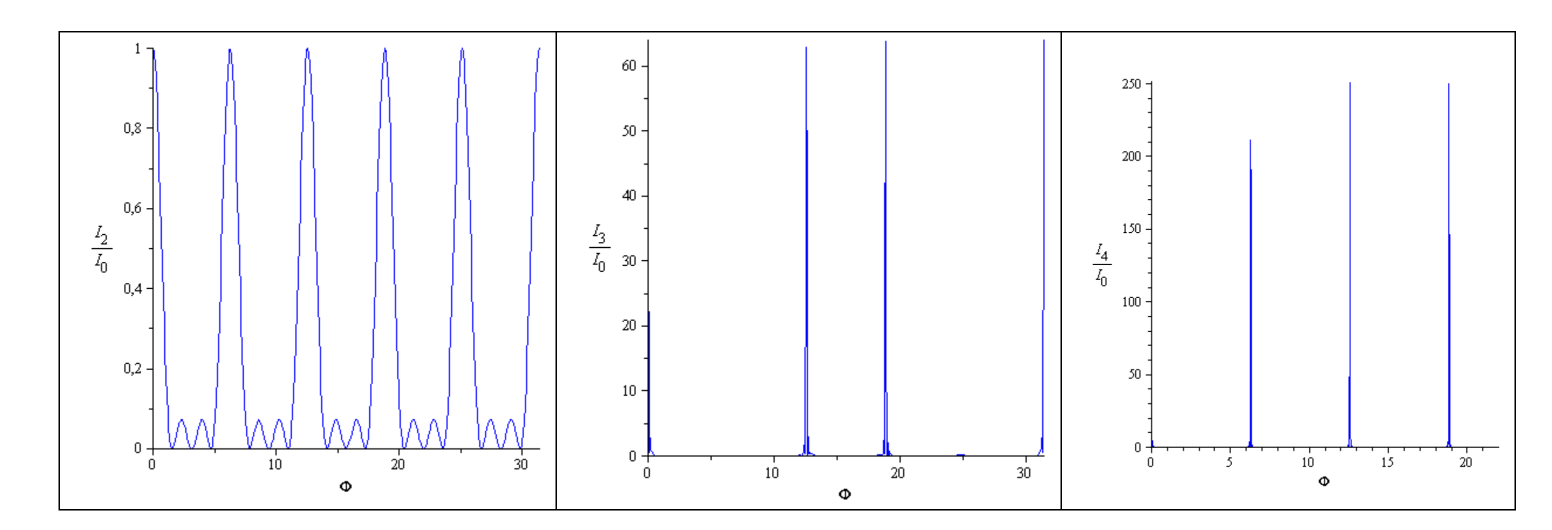
2.3.3. L'intensité transmise à la sortie du polariseur P_2 est :

$$I_2=K'\left\langle\underline{\vec{E}}_{P_2}\bullet\underline{\vec{E}}_{P_2}^{\,*}\right\rangle=\frac{K'E_0^2}{16}\times\left[\frac{\sin(2\varphi)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}\right]^2=\frac{I_0}{\left(2^2\right)^2}\times\left[\frac{\sin\left(2^2\times\frac{\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}\right]^2$$

2.4. Etude d'un système à N lames.

2.4.1. Relation vérifiée , mais avec l'expression : $I_N=\frac{I_0}{\left(2^N\right)^2}\times\left[\frac{\sin\left(2^N\times\frac{\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}\right]^2$

2.4.2. Représentation graphique :



Pour $N > 2$, les maximas secondaires de I_N deviennent pratiquement invisibles : Sauf certaines radiations correspondant aux pics d'intensité sont donc transmises par le dispositif.

2.4.3. Les maximas d'intensité correspondent à $\varphi_m = 2m\pi = \dfrac{2\pi e\Delta n}{\lambda_m}$,avec m entier. Soit : $\lambda_m = \dfrac{e\Delta n}{m}$.

m	3	4	5	6	7
$\lambda_m(\mu m)$	0,83	0,625	0,50	0,417	0,357
couleur	IR	Rouge	vert	violet	UV

Le dispositif peut servir de filtre de raies (filtre de Lyot).